

ГЕНЕРАЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Ш. КАНИЯЗОВ

Теоретически исследуется генерация колебаний в цепи, содержащей длинный диод, в базе которого имеются примесные атомы, создающие глубокие уровни в запрещенной зоне.

§. 1. Постановка задачи. Основные уравнения

В работе [1] были рассмотрены статические вольт-амперные характеристики длинного диода, в базе которого имеются атомы примеси, создающие глубокие уровни. Было показано существование S-образного участка отрицательного сопротивления при смещении диода в прямом направлении, природа которого связана с работой элемента в режиме токов, ограниченных объемным зарядом.

В работе [2] рассматривалась реакция диода и контура (содержащего диод и параллельную емкость) на внешний синусоидальный сигнал. Встает вопрос о том, не может ли система диод—емкость генерировать синусоидальные колебания при протекании через диод постоянного тока? Некоторые указания на возможность генерации синусоидальных колебаний мы получили при рассмотрении явлений резонанса и усиления. А именно, было показано, что добротность резонанса при определенной частоте обращается в бесконечность (см. работу [2]). Далее было показано, что на резонансной частоте может обратиться в бесконечность и коэффициент усиления по мощности. Эти особенности говорят в пользу возможности генерации колебаний, хотя и не являются признаками, достаточными для возникновения колебаний. Хотелось бы получить указания на возможность генерации гармонических колебаний, в нашем случае, рассматривая свойства диода, без привлечения внешнего источника синусоидальных колебаний.

Амплитуда напряжения переменного сигнала на диоде в зависимости от частоты ω дается формулой

$$\tilde{V} = -\frac{\tilde{J}J_0\tau_p}{e^2u_nb} \left\{ \left[(1 + N_nt_d) \frac{\ln(1 + N_nt_d)}{N_n} - \left(1 + i\frac{\omega}{\beta'}t_d\right) \frac{\ln\left(1 + i\frac{\omega}{\beta'}t_d\right)}{i\frac{\omega}{\beta'}} \right] \times \right. \\ \left. \times \frac{1}{N_n - i\frac{\omega}{\beta'}} + \frac{\alpha(1 + N_nt_d) + N_n + \alpha}{N_n^3} \ln(1 + N_nt_d) - \frac{N_n + 2\alpha}{N_n^2} t_d \right\}, \quad (1.1)$$

где t_d определяется из

$$\left(1 + \frac{\alpha}{N_n}\right) \ln(1 + N_n t_d) - \alpha t_d = x_0 \quad (1.2)$$

и

$$\alpha = \frac{b}{u_n \tau_p} \frac{D}{e}; \quad N_n = N_0 - N_g; \quad x_0 = \frac{e N_n b d}{J \tau_p}. \quad (1.3)$$

Остальные обозначения смотрите в работе [2].

Если в формуле (1.1) $i\omega$ заменить на p -параметр преобразования Лапласа, то получим $\tilde{V}(p)$ -изображение переменного напряжения $\tilde{V}(t)$ независимо от того, является ли это напряжение $\tilde{V}(t)$ гармоническим или нет. Если теперь изображение $\tilde{V}(p)$ разложить в ряд по p и почленно перейти от изображения к оригиналу, то получим

$$\tilde{V}(t) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n \frac{d^n}{dt^n} J(t), \quad (1.3)$$

где a_n коэффициенты разложения $\tilde{V}(p)$ в ряд по p

$$\tilde{V}(p) = \sum_{n=0}^{\infty} a_n p^n J(p). \quad (1.4)$$

Рассмотрим цепь, состоящую из диода и последовательно подключенной к ней емкости c_0 . Из условия замкнутости этой цепи следует

$$\tilde{V}(t) + \frac{1}{c_0} \int J(t) dt = 0. \quad (1.5)$$

Выписанное уравнение, согласно (1.4), является дифференциальным уравнением бесконечно большого порядка. Попробуем найти приближенные решения (1.5), ограничившись в выражении первыми тремя членами суммы. Вместо (1.5) теперь имеем

$$a_2 \frac{d^2 J}{dt^2} + a_1 \frac{d J}{dt} + a_0 J = 0, \quad (1.6)$$

где

$$\begin{aligned} a_0 &= -\frac{1}{6} (\alpha + N_n) (1 - N_n t_d) \frac{J \tau_p}{e^2 u_n b} t_d^3, \\ a_1 &= \frac{1}{6} \left(1 - \frac{1}{2} N_n t_d\right) \frac{J \tau_p}{e^2 u_n b} \frac{t_d^3}{\beta'}, \\ a_2 &= -\frac{1}{6} \left(\frac{1}{2} - \frac{3}{10} N_n t_d\right) \frac{J \tau_p}{e^2 u_n b} \frac{t_d^4}{(\beta')^2}. \end{aligned} \quad (1.7)$$

При получении коэффициентов (1.7) было принято неравенство $1 \gg N_n t_d, t_d$, согласно (1.2), равно

$$t_d = \frac{1}{N_n + z} (1 - \sqrt{1 - \varepsilon'}). \quad (1.8)$$

где

$$\varepsilon' = 2 \frac{be}{J\tau_p} (N_n + z) d.$$

§ 2. Генерация колебаний при прохождении тока

Опустим в (1.6) член с третьей производной. Будем искать решение получившегося уравнения в виде

$$J \sim e^{kt}.$$

Подстановкой этого решения в (1.6) находим следующие возможные значения для k :

$$k_{1,2} = -\frac{a_0}{2a_1} \pm \sqrt{\left(\frac{a_0}{2a_1}\right)^2 - \frac{1}{a_1 c_0}}.$$

Поскольку $a_0 < 0$, то при

$$\frac{a_0^2 c_0}{4a_1} < 1 \quad (2.1)$$

решение уравнения (1.6) имеет характер гармонического колебания с частотой

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{1}{c_0 a_1} - \left(\frac{a_0}{2a_1}\right)^2} \quad (2.2)$$

и с нарастающей во времени амплитудой. Подстановка найденного решения в опущенный член с третьей производной показывает, что полученное решение справедливо, если выполняется неравенство

$$a_2 k^3 < \frac{1}{c_0}. \quad (2.3)$$

Это эквивалентно требованию (при малых c_0)

$$\frac{\omega_1}{\beta'} t_d < 1. \quad (2.4)$$

Заметим, что частота ω_1 совпадает (при малых c_0) с резонансной частотой $\omega_{\text{рез}}$, определенной в [2]

$$\omega_{\text{рез}} = \sqrt{\frac{6S}{N_0 \tau_n \tau_p} \frac{e^2 u_n b}{e_0 J t_d^3}} \quad (2.5)$$

(см. формулу (3.6) в [2]). $\omega_{\text{рез}}$ также удовлетворяет неравенству (2.4).

Можно показать, что найденные значения k_1 и k_2 при выполнении неравенства (2.3) удовлетворяют с большой точностью и уравнению (1.5).

Опустим теперь в (1.6) член с c_0 . И вновь будем искать решение в виде $J \sim e^{kt}$. Для возможных значений k_3, k_4 находим

$$k_{3,4} = -\frac{a_1}{2a_2} \pm \sqrt{\left(\frac{a_1}{2a_2}\right)^2 - \frac{a_0}{a_2}}. \quad (2.6)$$

Решение уравнения (1.6) в этом приближении, однако, не может быть сделано выбором значений параметров сколь угодно близким к решению точного уравнения (1.5). В интересном для нас случае, когда подкоренное выражение в $k_{3,4}$ отрицательно и мало по сравнению с каждым из членов, его составляющих, все же найденное решение удовлетворяет точному уравнению (1.5) с ошибкой, не превышающей 8 %.

Итак, выбором достаточно большой емкости c_0 мы можем прийти вновь к решениям уравнения (1.5), представляющим собой гармоническое колебание с нарастающей по времени амплитудой. Это будет иметь место, если

$$\frac{a_1^2}{4a_2a_0} < 1. \quad (2.7)$$

Причем частота колебания (круговая) равна

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{a_0}{a_2} - \left(\frac{a_1}{2a_2}\right)^2}, \quad (2.8)$$

при $\frac{a_1^2}{4a_2a_0} \ll 1$ эта частота совпадает с частотой $\omega_{\text{ген}}$ (формула (3.4) в [2]), т. е.

$$\omega_{\text{ген}} = \frac{1}{\tau_n N_0} \sqrt{\frac{2(N_n + \alpha)}{t_d} \frac{1 - N_n t_d}{1 - \frac{3}{5} N_n t_d}}. \quad (2.9)$$

Таким образом, обе характерные частоты $\omega_{\text{рез}}$ и $\omega_{\text{ген}}$ (или близкие к ним), появляющиеся при рассмотрении явлений резонанса и усиления, выступают так же и как частоты гармонических колебаний, могущих возникнуть в случае прохождения постоянного тока через диод. Полученные в линейном приближении решения задачи нарастающие гармонические колебания являются необходимым, но недостаточным условием генерации колебаний. Дело в том, что амплитуда (и, в частности, ее конечность) может быть выявлена лишь в нелинейной теории, так же как и точное значение частоты генерации.

§ 3. О распределении напряженности поля колебаний по базе диода

На основе формулы (2.1) в работе [2] представляется возможным выяснить распределение напряженности поля $\tilde{E}$ колебаний по базе диода.

При $N_n = 0$ имеем

$$\tilde{E} = -\frac{\tilde{J}}{eu_n} \frac{1}{1 - \alpha t} \left(\frac{\alpha}{2} t^2 - t + \frac{\ln \left(1 + i \frac{\omega}{\beta'} t \right)}{i \frac{\omega}{\beta'}} \right), \quad (3.1)$$

где

$$t = \left(1 - \sqrt{1 - 2 \frac{be}{J\tau_p} \alpha x}\right) / \alpha. \quad (3.2)$$

Если $2 \frac{be}{J\tau_p} \alpha x \ll 1$ и $\frac{be}{J\tau_p} \frac{\omega}{\beta'} x \ll 1$, тогда

$$\tilde{E} = -(\alpha_0 - i\omega\alpha_1) x^2 \left[-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \beta_1 x i\omega \right], \quad (3.3)$$

где

$$\alpha_0 = 8 \frac{Du_n}{d^3 J^2} V_{\min}^3; \quad \alpha_1 = \frac{2eb}{d^2 \tau_p} \frac{V_{\min}}{J^2} \tau_n N_0;$$

$$\beta_1 = \frac{be}{J\tau_p} \tau_n N_0; \quad V_{\min} = \frac{bd^2}{2u_n \tau_p}.$$

Заменяя здесь $i\omega$ на p , а J на $J(p)$, затем от полученного изображения поля $E(x, p)$ можем перейти к оригиналу. Получим

$$\tilde{E}(x, t) = -\left(\alpha_0 - \frac{\partial}{\partial t} \alpha_1\right) x^2 \left[-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \beta_1 \frac{\partial}{\partial t} \right] J(t). \quad (3.4)$$

Теперь сюда вместо $J(t)$ следует подставить найденные нами решения. Полагая $J(t)$ в виде

$$J = Ae^{kt}, \quad (3.5)$$

имеем

$$\tilde{E}(x, t) = -A(\alpha_0 - k\alpha_1) x^2 \left[-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \beta_1 x k \right] e^{kt}. \quad (3.6)$$

Учитывая, что $\frac{2}{3} \beta_1 kx < 1$, перепишем это выражение еще так

$$\tilde{E}(x, t) = B(x, t) \exp \left[2\pi i \left(vt - \frac{x}{\lambda} \right) \right], \quad (3.7)$$

где

$$B(x, t) = \frac{1}{2} A(\alpha_0 - k\alpha_1) x^2 \exp \left[\left(-\frac{2}{3} \beta_1 x + t \right) \operatorname{Re} k \right],$$

$$v = \frac{\operatorname{Im} k}{2\pi}; \quad \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{2}{3} \beta_1 \operatorname{Im} k.$$

Решение (3.7) представляется возможным рассматривать как волну с переменной по x, t амплитудой, с длиной волны λ и истинной частотой v . В нашем случае длина волны оказывается больше размеров базы.

Появление нарастающих гармонических решений ограничено неравенствами, которые можно усмотреть из вышеизложенного. Таким образом, генерация колебаний возникает лишь при определенных условиях.

Развитый метод исследования позволяет выяснить возможность генерации колебаний в любой схеме, содержащей диод.

Институт радиопизики и электроники

Поступила 1 ноября 1965

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. М. Авакьянц, Радиотехника и электроника, 10, 1880 (1965).
2. Г. М. Авакьянц, Ш. Каниязов, Изв. АН Армянской ССР, Физика (в печати).

ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑԻԱՆ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ ԵՐՐ ՆՐԱՆՑ ՄԻՋՈՎ ԱՆՑՆՈՒՄ Է ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ ՀՈՍԱՆՔ

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Շ. ԿԱՆԻՅԱԶՈՎ

Տեսականորեն քննարկված է տատանումների գեներացիան երկար դիոդով շղթայում: Դիոդի բաղադրում կան խառնուրդային ատոմներ, որոնք արգելված զոնայում առաջացնում են խոր մակարդակներ:

ON THE GENERATION OF ELECTRIC OSCILLATIONS IN SEMICONDUCTORS DURING THE TRANSMISSION OF DIRENT CURRENT

by G. M. AVAKYANTS, SH. KANYAZOV

The generation of oscillations in circuit involving a long diode with traces of atoms in the base causing deep levels in banned zone is theoretically analysed.